# Auto-pulsação em Lasers de Semicondutor por Comutação do Ganho e do Factor de Qualidade da Cavidade

Pedro Tavares, J. Ferreira da Rocha, L. Botelho Ribeiro

Resumo – Este artigo descreve duas técnicas de operar um laser de semicondutor em regime pulsado, nomeadamente o mecanismo de comutação do ganho e de comutação do factor de qualidade da cavidade. Para cada uma delas faz-se uma descrição funcional, apresenta-se a teoria matemática respectiva e simula-se numericamente o seu funcionamento.

Abstract – This article describes two techniques for operating a semiconductor laser in a pulsed regime, namely the gain switching and Q-switching mechanisms. For each one we present the operational principle, the theory and simulation results.

#### I. INTRODUÇÃO

Neste artigo abordam-se dois processos que permitem operar um laser semicondutor em modo pulsado. Para alcançar este tipo de funcionamento existem diversas técnicas que, apesar de funcionalmente diferentes, procuram alterar as características da cavidade. O processo mais simples de implementar é o de comutação do ganho (gain switching) da cavidade recorrendo tipicamente a uma fonte externa de RF. Em lasers de duas ou mais secções, implementa-se normalmente o processo de comutação do factor de qualidade ou das perdas da cavidade (Q switching), de forma activa ou passiva. No texto que se segue, estes processos serão referenciados pelas duas primeiras letras da designação na língua inglesa.

A história da geração de impulsos de luz de curta duração provenientes de lasers semicondutores inicia-se em 1966 com a primeira observação da emissão irregular proveniente de um laser com um único contacto [1]. Em 1967 foi efectuada a primeira demonstração da emissão regular de impulsos de pico segundos num dispositivo de duas secções usando a técnica de QS [2]. Tipicamente com a técnica de QS obtém-se impulsos com 2 a 30ps e taxas de repetição acima de 10GHz. Com a técnica de GS a largura típica dos impulsos gerados é 10 a 30 ps com taxas de repetição de poucos GHz.

Existem muitas aplicações para os impulsos de luz curtos no campo das comunicações digitais, bem como no diagnóstico de processos ultra-rápidos. Consequentemente muito trabalho tem sido desenvolvido no aperfeiçoamento de novas técnicas para a sua geração.

#### II. COMUTAÇÃO DO GANHO

## A. Principio de Operação

Nesta técnica, como o próprio nome sugere, o ganho óptico do laser é comutado rapidamente. O laser é polarizado de tal forma, que ao adicionar-se a corrente de modulação à corrente de polarização, esta faz o laser comutar rapidamente de um valor abaixo do limiar para um valor bem acima. Quando a corrente está abaixo do limiar a densidade de portadores e de fotões é reduzida mas, ao comutar a corrente a densidade de portadores aumenta rapidamente, ao contrário da densidade de fotões na cavidade que aumenta lentamente devido, sobretudo à emissão espontânea.

Quando o processo de emissão estimulada começa a ser dominante o ganho óptico da cavidade é muito elevado, fazendo com que a densidade de fotões cresça rapidamente, saturando o laser e originando o primeiro pico das oscilações de relaxação. Se a corrente de modulação for tal que leve o laser abaixo do limiar antes do segundo pico o resultado é um impulso óptico estreito, resultante apenas do primeiro pico das oscilações de relaxação. Este processo, ao contrário do ML e do QS, tem a vantagem de não necessitar de cavidade externa nem de nenhuma tecnologia de fabrico sofisticada.

A Fig. 1 ilustra esquematicamente a geração de impulsos de luz curtos por esta técnica. A polarização do laser consiste numa corrente pulsada com amplitude  $I_{P}\text{-}I_{o}$  sobreposta a uma corrente contínua  $I_{o}.$  No caso da Fig. 1,  $I_{o}$  é menor do que a corrente de limiar,  $I_{th},$  e a geração do impulso óptico só ocorre quando a densidade de portadores injectados for maior do que a densidade de limiar,  $N_{th}.$ 

O parâmetro principal que afecta dramaticamente a largura do impulso e a potência de pico é a densidade de portadores antes da emissão do impulso,  $N_i$ . Mostra-se que  $N_i$  depende da corrente contínua  $I_o$  e aumenta com o aumento do quociente  $I_P/I_{th}$  [3].

A inversão máxima que é possível conseguir-se está limitada pelos parâmetros do laser, tais como o coeficiente de ganho diferencial, o factor de emissão espontânea e as perdas da cavidade.

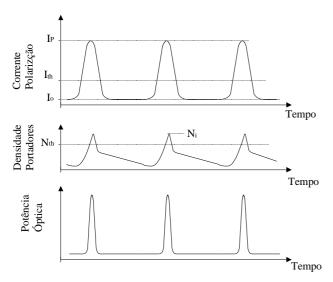


Fig. 1 - Evolução temporal das variáveis associadas aos impulsos gerados por GS.

Existe uma relação linear entre a largura do impulso gerado e o comprimento da cavidade [4]. Foi demonstrado que para uma dada amplitude do impulso de polarização existe um nível óptimo de polarização DC abaixo ou perto do limiar, para o qual o laser gera os impulsos mais curtos. Para um nível de polarização DC que esteja uns poucos miliamperes acima do limiar a largura do impulso torna-se muito insensível à polarização DC e a amplitude do impulso decresce à medida que a corrente de polarização decresce [5].

A utilização de lasers QW procurando obter impulsos mais estreitos foi também investigada. Demonstrou-se que é possível gerar impulsos extremamente curtos (<2ps) optimizando o número de QW e a espessura da barreira [6]. Num outro estudo foi reportado um conjunto de características invulgares, incluindo larguras extremamente pequenas (4ps), em impulsos gerados por um laser MQW GaAs/AlGaAs. Segundo os autores o maior ganho diferencial destes dispositivos é o responsável pela geração de impulsos tão curtos [7].

Relativamente à potência de pico dos impulsos gerados por GS e medidos experimentalmente, os valores típicos situam-se no intervalo 10 a 100mW para lasers InGaAsP [8].

#### B. Largura do Impulso Óptico

Uma forma simples de descrever um impulso óptico gerado por GS é considerar uma combinação de duas curvas exponenciais com constante de tempo  $\tau_r$  na parte crescente de S(t) e  $\tau_f$  na parte decrescente. Esta abordagem é seguida em [5] onde se prova que para um pequeno valor de S, a compressão do ganho é desprezável e S(t) cresce exponencialmente em resultado da emissão estimulada. A parte decrescente do impulso óptico também exibe um decaimento exponencial constante e verifica-se que  $\tau_f$  é aproximadamente duas a três vezes

maior do que  $\tau_r$ . Os autores não explicitam, contudo, uma forma fechada de calcular a largura total a meia altura do impulso óptico.

Para impulsos de polarização extremamente curtos isto é  $I(t)=\delta(t).N_i$ , onde  $\delta(t)$  é a função delta de *Dirac* e para  $N_i$  >>  $N_{th}$ , a largura do impulso é aproximadamente dada pela expressão seguinte [9]:

$$\Delta \tau_{GS} \cong \tau_p + \frac{1}{g_o N_i} \tag{1}$$

De acordo com a expressão anterior, a largura de um impulso gerado por GS está fortemente condicionada pelo valor do tempo de vida dos fotões, dependendo também do coeficiente de ganho diferencial e do valor da densidade de portadores antes da emissão do impulso.

## C. Ambiente e Resultados de Simulação

As simulações por computador são muito úteis para prever a tendência da dinâmica do laser e podem descrever várias características dos impulsos em função dos parâmetros do laser. O ambiente de simulação numérica escolhido foi o *SIMULINK* da aplicação *MATLAB*, por apresentar um conjunto vasto de funcionalidades e ser de fácil programação. Para simular o funcionamento do mecanismo de GS implementaram-se nesta plataforma as equações dinâmicas do laser dadas apresentadas em [10]. A Fig. 2 ilustra o ambiente gráfico da aplicação desenvolvida.

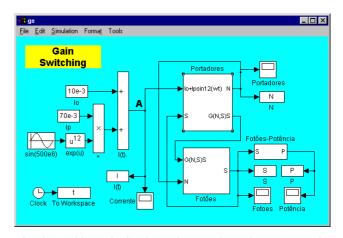


Fig. 2 - Ambiente de simulação do mecanismo de comutação do ganho (GS).

Os blocos designados por "Portadores" e "Fotões" implementam as equações apresentadas em [10]. A excitação do laser, dada pela equação (2), é a soma de uma corrente contínua e uma corrente pulsada com frequência angular  $\omega$ . A implementação da equação (2) é efectuada à custa de blocos algébricos simples e o seu valor, em cada instante de simulação, é medido no ponto "A".

$$I(t) = I_o + I_P \sin^{12}(\omega t) \tag{2}$$

A Tabela 1 apresenta os parâmetros intrínsecos mais importantes do laser.

Tabela 1 - Parâmetros intrínsecos do laser

Parâmetro		Valor
Comprimento de onda	λ	1320 nm
Largura da cavidade	W	3 μm
Espessura da região activa	d	0.2 μm
Comprimento de cavidade	L	300 μm
Factor de confinamento	Γ	0.35
Ganho diferencial	$g_{o}$	$2.4 \times 10^{-12} \mathrm{m}^3\mathrm{s}^{-1}$
Densidade na transparência	$N_t$	$1.2 \times 10^{24} \mathrm{m}^{-3}$
Factor de emissão espontânea	$\beta_{sp}$	1 x 10 <sup>-4</sup>
Corrente de limiar	$I_{th}$	20 mA
Tempo de vida dos portadores	$\tau_{\rm n}$	2.8 ns
Tempo de vida dos fotões	$\tau_{\mathrm{p}}$	1.6 ps

Por simulação estudou-se o comportamento da técnica de comutação do ganho, verificando a dependência da largura do impulso óptico e da sua potência de pico em função de parâmetros de polarização e dos parâmetros do laser. O cálculo dos parâmetros dos impulsos depois de terminada a simulação é feito à custa de uma função desenvolvida para o efeito. A Fig. 3 ilustra a evolução da corrente de polarização, da densidade de portadores e da potência óptica para  $I_o=10 \text{mA}$  e  $I_P=70 \text{mA}$ .

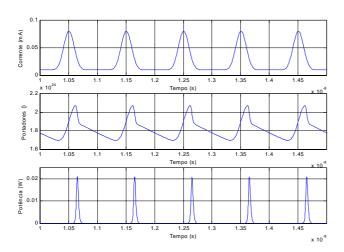


Fig. 3 – Evolução dos parâmetros GS para I<sub>o</sub>=10mA e I<sub>p</sub>=70mA.

A Fig. 4 ilustra a dependência da largura do impulso e da potência de pico em função da amplitude dos impulsos eléctricos,  $I_P$ . A taxa de repetição dos impulsos é 1 GHz, a corrente contínua,  $I_o$ , é 15mA e o coeficiente de ganho não linear,  $\epsilon$ , é 1.5 x  $10^{-23}$  m³. Verifica-se que à medida que a amplitude da corrente pulsada,  $I_P$ , aumenta a potência de pico cresce e a largura do impulso decresce.

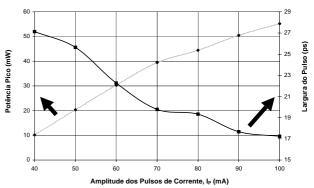


Fig. 4 - Dependência da potência de pico e da largura dos impulsos com I<sub>P</sub>.

A Fig. 5 mostra os parâmetros dos impulsos em função da corrente contínua,  $I_o.$  A taxa de repetição de impulsos é novamente 1GHz,  $I_P=100\text{mA}$  e o coeficiente de ganho não linear,  $\epsilon,$  é 1.5 x  $10^{-23}$  m³. Verifica-se que o aumento da amplitude da corrente pulsada, provoca uma diminuição da largura dos impulsos e um aumento da potência de pico.

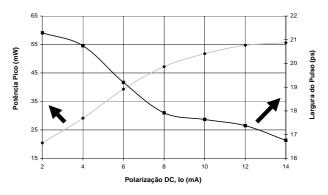


Fig. 5 - Dependência da potência de pico e da largura dos impulsos em função de  $I_{\rm o}$ .

Prova-se que existe um nível de corrente contínua, I<sub>o</sub>, óptimo para cada amplitude da corrente pulsada, para o qual a largura do impulso é minimizada [5]. Quando o laser é polarizado abaixo deste valor óptimo os impulsos alargam e a potência de pico descresce com o aumento da corrente contínua. Ao mesmo tempo os impulsos ópticos são emitidos com tempos de atraso progressivamente maiores. Este facto é consistente com os resultados experimentais [5].

Os parâmetros dos impulsos das figuras acima foram simulados para apenas um valor do coeficiente de ganho não linear. Vejamos agora a dependência da potência de pico e da largura do impulso em função do coeficiente não linear de ganho. A corrente contínua é 10mA, a amplitude do impulso eléctrico é 75mA e a taxa de repetição é 1 GHz. Como mostrado na Fig. 6, potência de pico decresce e a largura do impulso aumenta com o aumento do coeficiente de ganho não linear. Este facto é muito importante porque o ganho não linear estipula o limite mínimo da largura do impulso e o máximo da potência de pico.

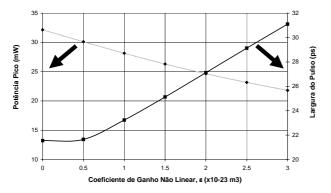


Fig. 6 - Dependência da potência de pico e da largura dos impulsos em função de  $\epsilon$ .

A Fig. 7 ilustra o melhoramento dos impulsos com o aumento do coeficiente de ganho diferencial. A taxa de repetição é 1 GHz,  $I_o = 10 mA, \ I_P = 110 mA$  e  $\epsilon = 1.5 x 10^{-17}$  cm³. O aumento de  $g_o$  tem um efeito duplo nos impulsos, visto que a largura diminui gradualmente para grandes  $g_o$  e a potência de pico cresce simultaneamente.

Este resultado provém do facto da densidade de portadores antes da geração do impulso,  $N_i$ , ser maior para grandes  $g_o$ . É sabido que os laser QW têm um ganho diferencial melhorado quando comparado com os maciços, pelo que os lasers QW são bastante promissores para esta técnica.

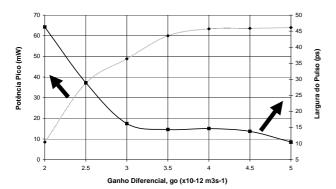


Fig. 7 - Dependência da potência de pico e da largura dos impulsos em função do ganho diferencial.

#### III. COMUTAÇÃO DO FACTOR DE QUALIDADE

Esta secção trata de um outro mecanismo de auto-pulsação denominado comutação do factor de qualidade, adiante designado pela abreviatura do termo em inglês QS. Genericamente o QS funciona da seguinte forma. Enquanto a inversão de população dentro da cavidade está a ser construída, o comutador é mantido no estado de altas-perdas, assegurando um baixo Q. Quando a densidade de portadores chega ao pico a cavidade é rapidamente comutada para a condição de alto-Q.

Se esta comutação do factor de qualidade da cavidade for causada por influência externa a técnica designa-se por QS activo. No entanto, em lasers com absorventes saturáveis, é possível ter QS sem influência externa e, neste caso, designa-se por QS passivo ou auto QS.

Contrariamente a outros tipos de lasers, os semicondutores permitem a incorporação de absorventes saturáveis no mesmo material do meio activo. É possível dividir o laser em várias secções e aplicar diferentes correntes eléctricas a cada uma. As secções com alta injecção de corrente eléctrica actuam como meio de ganho, enquanto que as secções sem bombagem ou com pouca bombagem actuam com absorventes saturáveis [10].

A principal vantagem do QS face às outras técnicas reside na facilidade em variar a taxa de repetição dos impulsos ópticos mudando apenas as condições de polarização do dispositivo e permite a geração de impulsos com potências de pico que excedem em algumas ordens de grandeza as alcançadas por outras técnicas [10].

#### A. Comutação Activa

#### A.1. Principio de Operação

A comutação activa do factor de qualidade é alcançada modulando as perdas da cavidade, eléctrica ou opticamente. Tipicamente utilizam-se laser multicontacto de duas ou três secções, uma secção de ganho, uma de modulação e uma secção passiva no meio das anteriores. Como a secção de ganho e de modulação são fabricadas monoliticamente e têm exactamente a mesma composição de materiais, o *gap* da secção de ganho tem que ser deslocado para energias mais baixas para prevenir absorção banda-banda e para efectivamente modular.

Em lasers convencionais de dupla heteroestrutura, este processo é efectuado usando dopagem forte por difusão de zinco [11]. A evolução das perdas, da inversão e dos impulsos ópticos são mostrados na Fig. 8 [10].

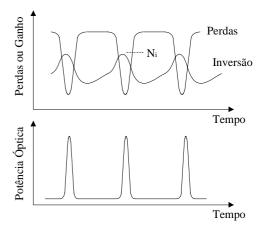


Fig. 8 - Evolução das perdas/ganho, densidade de portadores e potência óptica.

A modulação das perdas obtém-se por efeito de Franz-Keldysh ou o efeito de confinamento quântico de Stark em lasers MQW [10]. O efeito de Franz-Keldysh na secção do modulador foi usado por Tsang et al. para produzir impulsos ópticos num laser InAsP/InP de dupla heteroestrutura multicontacto de 1.3µm com um modulador electro-óptico integrado. O dispositivo consistia numa secção amplificadora, um modulador e uma secção passiva guia de onda entre as anteriores. O amplificador estava directamente polarizado para produzir ganho óptico, enquanto o modulador estava inversamente polarizado. Para energias ópticas ligeiramente menores do que a energia de gap da camada activa, a absorção óptica pode ser controlada pelo campo eléctrico produzido na junção p-n do modulador. A absorção na camada activa InGaAsP cresce de um valor muito pequeno até 1000 cm<sup>-1</sup> à medida que o campo eléctrico varia de 0 a 10<sup>5</sup> V/cm [12].

Num outro relato, *Arakawa et al.* [13] atribuíram ao efeito de *Stark* a responsabilidade pela geração de impulsos de luz. Na sua experiência usaram um laser de duas secções MQW GaAlAs/GaAs com um modulador de perdas electro-óptico integrado. Este fenómeno físico provoca grandes variações nas perdas da cavidade induzidas pela aplicação de um campo eléctrico à secção moduladora.

Aplicaram uma tensão DC de polarização e um sinal RF até 3.2 GHz ao modulador. A largura do impulso variou com a corrente injectada na secção amplificadora, decrescendo com o aumento da corrente. No entanto, verificou-se que era quase independente da frequência de modulação variando de 19 para 22ps quando a frequência de modulação variou de 0.5 para 3.2 GHz.

A modulação das perdas numa cavidade laser também pode ser obtida por absorção de impulsos de luz gerados por outro laser. Apesar de não ser uma forma muito usual de QS é possível encontrar na literatura alguns relatos sobre a sua utilização. Como curiosidade refira-se o trabalho de *B.J.Therez et al.* que usaram um laser MQW AlGaAs/GaAs de duas secções iluminando o intervalo entre as duas secções do laser com impulsos de luz de picosegundos gerados por um laser Nd: *glass* (527 nm, 1ps). As grandes dimensões dos dispositivos usados permitiram a geração de impulsos de 20 a 30 ps com energias superiores a 100pJ [14].

# A.2. Largura do Impulso e Potência de Pico

Quando um impulso é emitido, a emissão estimulada é o mecanismo dominante e a contribuição de todos os outros processos, incluindo emissão espontânea, bombagem de portadores e recombinação são desprezáveis. Usando as equações apresentadas em [10] deriva-se a seguinte relação entre as densidades de fotões e portadores na cavidade [15].

$$S(t) = N_i - N(t) - \left(\frac{1}{g_o \tau_p}\right) \ln \left(\frac{N_i - N_t}{N(t) - N_t}\right)$$
(3)

Introduzindo a taxa de inversão,  $M_i$ , e a eficiência de extracção de energia,  $\eta_r$ , como [16]:

$$M_i = g_o \tau_p (N_i - N_t) \tag{4}$$

e

$$M_i = \frac{1}{\eta_r} \ln \left( \frac{1}{1 - \eta_r} \right) \tag{5}$$

a potência de pico de um impulso QS é dada por:

$$P_{QS} = \frac{1}{g_o \tau_p} (M_i - 1 - \ln(M_i))$$
 (6)

e a largura do impulso é dada por:

$$\Delta \tau_{QS} = \frac{M_i \eta_r \tau_p}{M_i - 1 - \ln(M_i)} \tag{7}$$

Das equações (6) e (7) verifica-se que para obter impulsos mais curtos a inversão inicial deve ser maior e o tempo de vida dos fotões deve ser menor. Por exemplo, para

 $M_i$  =1.1, a largura do impulso  $\Delta \tau_{QS}$  é cerca de  $50\tau_p$  e para  $M_i$ =2.0 vem  $\Delta \tau_{QS}$  cerca de  $5\tau_p$  [16].

O modelo matemático que descreve o QS activo foi desde cedo alvo do interesse de vários investigadores. Um bom exemplo, adequado para lasers AlGaAs de elevada potência, é o trabalho de *Thedrez et al.* [14] obtido por simulação numérica do modelo do laser baseado num conjunto de equações de taxa de onda progressiva. O modelo entra em linha de conta com a distribuição das densidades de fotões e portadores ao longo da cavidade laser e com a variação no tempo das perdas da cavidade. O modelo preconiza a forma assimétrica do impulso devido à compressão do ganho e mostrou boa concordância com os resultados experimentais também obtidos por este autor.

# B. Comutação Passiva

# B.1. Principio de Operação

À semelhança do QS activo também os lasers normalmente usados em QS passivo, ou auto QS, são lasers multicontacto em que uma das secções actua com absorvente saturável. A diferença fundamental entre as duas técnicas é a seguinte: enquanto o QS passivo não necessita de qualquer modulação eléctrica ou óptica externa, o QS activo necessita. Nesta técnica a frequência de repetição dos impulsos é governada pelos parâmetros do laser e as condições de bombagem, contrariamente ao QS activo em que a frequência de repetição é imposta por um sinal externo óptico ou eléctrico.

A Fig. 9 ilustra o comportamento de um absorvente saturável. Como resultado das características não lineares de transmissão do absorvente a distribuição inicial de amplitude da luz é distorcida quando o feixe passa através dele. A passagem de impulsos de luz leva a uma formatação do impulso como mostrado na figura em que a absorção do flanco anterior do impulso é aumentada quando comparada com o flanco posterior. Este facto resulta num estreitamento do impulso e leva à geração de impulsos assimétricos.

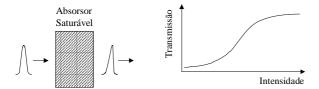


Fig. 9 - Características de transmissão típicas de um absorvente saturável.

Os parâmetros mais importantes que afectam o comportamento dinâmico de um laser são o quociente entre a taxa de perdas diferencial da/dn do absorvente e o ganho diferencial dg/dn da secção amplificadora e ainda o quociente entre o tempo de vida dos portadores na secção de ganho,  $\tau_{ng}$  e na secção de absorção,  $\tau_{na}$ . Demonstra-se que o absorvente saturável tem de satisfazer as seguintes condições [16]:

$$\frac{da/dn}{dg/dn} > 1 \tag{8}$$

$$\frac{\tau_{na}}{\tau_{ng}} < 1 \tag{9}$$

Os parâmetros dg/dn e da/dn podem ser controlados usando diferentes correntes de polarização aplicadas às diferentes secções. Como resultado, a largura do impulso, a potência de pico e a taxa de repetição são dependentes das correntes de polarização.

Vários autores propuseram técnicas para diminuir a recuperação do absorvente ou seja o tempo de vida dos portadores na região absorvente. Um método possível é o bombardeamento de protões sobre um material para criar uma região de absorção saturável com tempos de vida dos portadores muito pequenos [17]. Outro método possível, desenvolvido por *Alferov et al.* é a da implantação de iões para criar uma região de absorção saturável próximo da face do laser [18]. Neste registo o absorvente saturável tinha um comprimento de 10µm, o que representa aproximadamente 5% do comprimento da cavidade e foram produzidos impulsos ópticos de 12ps a uma taxa de até 5GHz.

A localização da secção absorvente no meio das regiões de ganho e a aplicação de polarização inversa ao absorvente, resultaram num melhoramento dos parâmetros do impulso gerado num dispositivo de 3 secções, quando comparados com os resultados anteriores relativos a lasers

de 2 secções. A melhoria alcançada é devida a um decréscimo significativo do tempo de recuperação do absorvente devido à tensão inversa aplicada. Os pares electrão-lacuna podem ser rapidamente movidos da camada activa pelo campo eléctrico e, até certo ponto, podemos considerar que o absorvente inversamente polarizado é similar a um fotodíodo de pequena área embutido na cavidade laser [19]. Usando um laser de 3 secções como descrito anteriormente foram obtidos impulsos ópticos com 1.6ps e potências de pico de 10W [20].

#### B.2. Tratamento Teórico

A maior parte das teorias sobre QS passivo descrevem a dinâmica temporal de lasers de dupla heteroestrutura AlGaAs/GaAs de duas secções em que o absorvente está directamente polarizado e localizado numa das extremidades do laser. Para modelar estes dispositivos, utilizam um conjunto de equações de taxas não lineares acopladas para a densidade de fotões na cavidade laser e as duas densidades de portadores em cada das duas partes do laser [21]. Este modelo não inclui a distribuição espacial de todas as variáveis ao longo do eixo da cavidade e é válida para casos onde a duração dos impulsos gerados é substancialmente maior que o tempo de ida e volta da cavidade. Um novo modelo numérico baseado no conceito de onda progressiva no domínio do tempo [22] foi testado em lasers de dupla heteroestrutura AlGaAs/GaAs e mostrou boa concordância com os resultados experimentais obtidos em [19] e [20].

#### B.3. Ambiente e Resultados de Simulação

Novamente em *MATLAB*, implementou-se uma aplicação para simular o mecanismo de QS passivo. A Fig. 10 ilustra o ambiente gráfico da aplicação desenvolvida. Na base desta aplicação estão as equações dinâmicas apresentadas em [10] para um laser de duas secções e as condições (8)-(9).

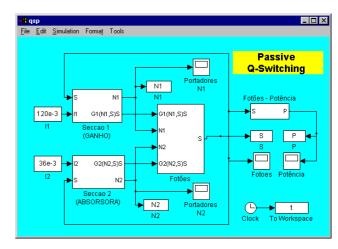


Fig. 10 - Ambiente de simulação do mecanismo de comutação passiva do Q.

Os parâmetros mais importantes do laser simulado são apresentados na Tabela 2.

Tabela 2 - Parâmetros intrínsecos do laser de duas secções.

Parâmetro	Valor
Comprimento de onda	1320 nm
Comprimento da secção de ganho	200 μm
Comprimento de secção absorventea	10 μm
Ganho diferencial da secção de ganho	$2.0 \times 10^{-12} \mathrm{m}^3\mathrm{s}^{-1}$
Ganho diferencial da secção	$3.5 \times 10^{-12} \mathrm{m}^3\mathrm{s}^{-1}$
absorventea	
Tempo de vida dos portadores da	2.8 ns
secção de ganho	
Tempo de vida dos portadores da	240 ps
secção absorventea	

Os resultados seguintes foram obtidos por simulação numérica das equações dinâmicas, já anteriormente descritas. Avaliou-se a variação da potência de pico e da frequência de pulsação em função da corrente da secção 2 (absorvente),  $I_2$ , para duas correntes diferentes da secção 1 (de ganho),  $I_1$ .

No primeiro cenário, Fig. 11, a secção de ganho foi polarizada com 70mA, tendo-se verificado que o laser oscilava para correntes da secção absorvente entre 24mA e 37mA. Dentro deste intervalo de correntes a potência de pico dos impulsos decresceu quase linearmente de 260mW para 23mW, enquanto a frequência de oscilação apresentou um comportamento contrário, crescendo de 144MHz até 2.7GHz.

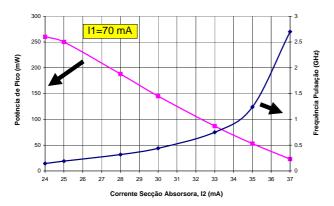


Fig. 11 – Características dos impulsos QS passivo para  $I_1$ =70mA.

A Fig. 12 ilustra o comportamento da potência óptica para  $I_2$ =37mA. Verifica-se que após um impulso inicial forte o dispositivo estabiliza e gera impulsos com a mesma amplitude. Este é um caso limite porque aumentando ligeiramente a corrente, para  $I_2$ =38mA, o dispositivo emite o primeiro impulso mas rapidamente tende para uma situação em que a potência óptica é contínua. Este comportamento pode ser observado na Fig. 13. Nas imagens apresentadas o eixo horizontal representa o tempo em segundos e o eixo vertical representa a potência óptica em *Watt*.

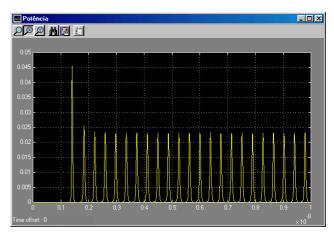


Fig. 12 - Potência óptica de saída para I<sub>2</sub>=37mA.

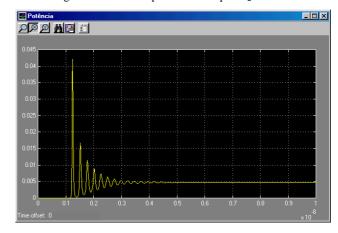


Fig. 13 - Potência óptica de saída para I<sub>2</sub>=38mA.

Num outro cenário, Fig. 14, polarizou-se a secção de ganho com  $I_1$ =120mA, tendo-se verificado que o comportamento do dispositivo é qualitativamente igual ao anterior existindo, no entanto, uma diferença substancial nos valores numéricos. Para esta situação, verificou-se oscilação para correntes da secção absorvente entre 8mA e 35mA. Neste intervalo a potência de pico decresceu de 740mW para 55mW e a frequência dos impulsos cresceu de 124MHz para 2.89GHz.

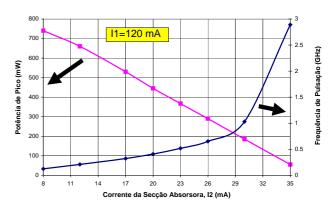


Fig. 14 – Características dos impulsos QS passivo para  $I_1$ =120mA.

A Fig. 15 ilustra o comportamento da potência óptica de saída para  $I_2$ =30mA. Neste caso a amplitude do impulso inicial é praticamente idêntica à dos impulsos seguintes. Na Fig. 16 ilustra-se o caso em que a conjugação das correntes de polarização das secções não produz impulsos de luz periódicos.

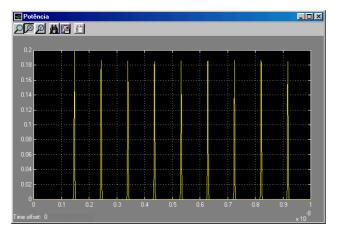


Fig. 15 - Potência óptica de saída para I<sub>2</sub>=30mA.

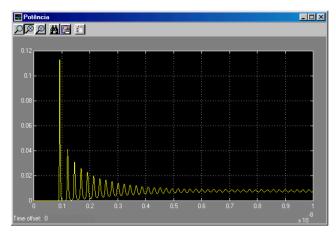


Fig. 16 - Potência óptica de saída para I<sub>2</sub>=36mA.

#### IV. CONCLUSÕES

O método mais simples de implementar um laser pulsado é comutar o ganho da cavidade recorrendo a uma corrente pulsada sobreposta à corrente de polarização. Por simulação avaliou-se a dependência da largura total a meia altura (FWHM) e da potência de pico, dos impulsos ópticos gerados, em função da corrente de polarização contínua, corrente pulsada, coeficiente de ganho não linear e ganho diferencial. Verificou-se que para os quatro parâmetros avaliados, as características dos impulsos apresentam uma variação inversa, isto é, quando uma cresce a outra diminui e vice-versa. O ganho diferencial do laser é o parâmetro que mais condiciona as características dos impulsos ópticos. Em todo o processo de simulação foi difícil obter larguras temporais abaixo da dezena de picosegundos, o que é um resultado concordante com a literatura.

A comutação do factor de qualidade da cavidade é outro processo de obter impulsos de luz podendo ser efectuado de forma activa ou passiva, mas, em qualquer um dos casos, utilizam-se dispositivos multicontacto. No caso de comutação activa modula-se as perdas da cavidade através de uma corrente de RF e, no caso da passiva, polariza-se uma das secções abaixo do limiar para apresentar um comportamento de absorvente saturável. Por simulação, estudou-se o comportamento de um laser de duas secções, operado no regime de comutação passiva do factor de qualidade. Para duas correntes diferentes da secção de ganho, avaliou-se a potência de pico e a taxa de repetição dos impulsos, em função da corrente da secção absorvente. Concluiu-se que, quando operado neste regime, um laser só gera impulsos de luz para determinadas combinações das correntes de polarização, obtendo-se para cada uma diferentes taxas de repetição. Em lasers maciços, a frequência de auto-pulsação é normalmente inferior a 5GHz.

#### V. REFERÊNCIAS

- V.D. Kurnosov, V.I. Magalyas, A.A. Pleshkov, L.A. Rivlin, V.G. Truklan, V.V. Tsvetkov, "Self-modulation of emission from an injection semiconductor laser", JETP Letters, Vol.4, 1966, pg. 303-305.
- [2] Y.A. Drozhbin, Y.P. Zakharov, V.V. Nikitin, A.S. Semenov, V.A. Yakovlev, "Generation of ultrashort light pulses by GaAs semiconductor lasers", JETP Letter, Vol.5, 1967, pg.143-145.
- [3] K.Y.Lau, "Short pulse and high-frequency signal generation in semiconductor lasers", Journal of Lightway Technology, Vol.7, N°2, 1989, pg.400-419.
- [4] G.J.Aspin, J.E.Carrol, R.G.Plumb, "The effect of cavity length on picosecond pulse generation with highly RF modulated AlGaAs double heterostructure lasers", Applied Physics Letters, Vol.39, N°11, 1981, pg.860-861.
- [5] P.M.Downey, J.E.Bowers, R.S.Tucker, E.Ageukum, "Picosecond dynamics of a gain-switched InGaAsP laser", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.23, N°6, 1987, pg.1039-1046.
- [6] T.Sogawa, Y.Arakawa, "Picosecond lasing dynamics of a gain-switched quantum well lasers and its dependence on quantum well structures", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.27, N°6, 1991, pg.1648-1654.
- [7] R. Nagarajan, T.Kamiya, A.Kasukawa, H. Okamoto, "Observation of ultrashort (<4ps) gain-switched optical pulses from long-wavelength multiple quantum well lasers", Applied Physics Letters, Vol.55, N°13, 1989, pg.1273-1275.
- [8] I.H.White, D.F.G.Gallagher, M.Osinski, D.Bowley, "Direct streak-camera observation of picosecond gainswitched optical pulses from a 1.5μm semiconductor laser", Electronics Letters, Vol.21, N°5, 1985, pg.197-199.
- [9] Y.Arakawa, T.Sogawa, M.Nishioka, M.Tanaka, H.Sakaki, "Picosecond pulse generation (<1.8ps) in a quantum well laser by gain switching method", Applied Physics Letters, Vol.51, N°17, 1987, pg.1295-1297.

- [10] Peter Vasil'ev, "Ultrafast Diode Lasers Fundamentals and Applications", Artech House, Inc., 1995
- [11] D.Z. Tsang, J.N. Walpole, S.H.Grooves, J.J.Hsieh, J.P.Donnelly, "Intracavity loss modulation of GaAsInP diode lasers", Applied Physics Letters, Vol.38, N°3, 1981, pg.120-122.
- [12] D.Z.Tsang, J.N. Walpole, Z.L.Liau, S.H.Groves, V.Diadiuk, "Q-Switching of a low threshold buried heterostructure diode lasers at 10GHz", Applied Physics Letters, Vol.45, N°3, 1984, pg.204-206.
- [13] Y. Arakawa, A.Larsson, J.Palaski, A.Yariv, "Active Q-switching in a GaAs/GaAlAs multiquantum well laser with an intracavity loss modulator", Applied Physics Letters, Vol.48, №9, 1986, pg.561-563.
- [14] B.J. Thedrez, S.E. Saddow, Y.Q.Liu, C.Wood, R.Wilson, C.H.Lee, "Experimental and theoretical investigation of large output power Q-switched AlGaAs semiconductor lasers", IEEE Photonics Technology Letters, Vol.5, N°1, 1993, pg. 19-22.
- [15] P.P.Vasil'ev, "Ultrashort Pulse Generation in Diode Lasers", Optical and Quantum Electronics, Vol.24, 1992, pg.801-824.
- [16] M.Ueno, R.Lang, "Conditions for self-sustained pulsation and bistability in semiconductor lasers", Journal of Applied Physics, Vol.58, N°4, 1985, pg.1689-1692.
- [17] J.P. Van der Ziel, W.T.Tsang, R.A.Logan, W.M.Augustyniak, "Pulsation output of separate confinement buried optical guide lasers due to the deliberate introduction of saturable loss", Applied Physics Letters, Vol.39, N°5, 1981, pg.376-378.
- [18] I.Zh.Alferov, A.B.Zhuravlev, E.L.Portnoi, N.M.Stel'makh, "Generation of picosecond pulses in hetero-lasers with a modulated durability", Soviet Technical Physics Letters, Vol.12, 1986, pg.1093-1095.
- [19] P.P.Vasil'ev, I.S.Goldobin, "A new method for passive Q-switching of an injection laser with an ultrafast absorber recovery time", Soviet Journal of Quantum Electronics, Vol.17, №7, 1987, pg. 835-836.
- [20] P.P.Vasil'ev, "Picosecond injection laser: A new technique for ultrafast Q-switching", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.24, N°12, 1988, pg.2386-2391.
- [21] C.H.Henry, "Theory of defect-induced pulsations in semiconductor injection lasers", Journal of Applied Physics, Vol.51, N°6, 1980, pg.3051-3061.
- [22] P.P.Vasil'ev, "High-power high-frequency picosecond pulse generation by passively Q-switched 1.55µm diode lasers", IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol.29, N°6, 1993, pg.1687-1692.